

球壳的内力计算。由实测 ϵ_φ 值可以看出,在地面冲击波超压为 $\Delta P = 2$ 公斤/厘米² 情况下, ϵ_φ 值不超过 300 微应变。所以球壳没有产生任何破坏现象。

四、结 论

用开口整体球壳制成防御性筑城结构,其优越性愈来愈显示出来。因此受到了普遍重视和较大范围内的推广。该球壳是由钢丝网水泥材料制成,制作简单,造价低廉。该种材料是在水泥砂浆中分散地配置了密而细的六层钢丝网和两层钢筋,因此能充分地发挥材料的优良性能,它比钢筋混凝土有更好的弹性,较高的抗震能力和抗拉强度,以及良好的抗渗能力和耐久性、防水、防火、防灾能力等。本文在内力计算时,将颈部看成是刚性圆环。即受力作用后,其圆环的中线长度不变,引入了 $\epsilon_{\theta_0}^{(1)} + \epsilon_{\theta_0}^{(2)} + \epsilon_{\theta_0}^{(3)} =$

0 的条件,并且在爆炸冲击波荷载作用下,将立式埋设的壳体外表面在土壤中受到的压缩波作用,用二次抛物线 $Z(\varphi) = A(\varphi - B)^2 + C$ 的形式表示。由计算得到的壳体内力与试验实测结果相比,符合程度较好。说明文中提出的计算内力关系式是符合实际的,可以用于该类荷载作用下壳体的内力计算。

参 考 文 献

- [1] S. 铁摩辛柯, S. 沃诺斯基, 板壳理论,《板壳理论》翻译组译,科学出版社(1977),580--599.
- [2] Ing. Vetenskaps Akad., 第 121 卷, 斯德哥尔摩(1933).
- [3] 钢丝网水泥构件计算与施工,浙江省水电局水利科学研究所(1977).
- [4] Онищвили, О. Д., Некоторые динамические Задачи Теории Оболочек, Издательство Академии Наук СССР, Москва (1957).

(本文于 1981 年 2 月 16 日收到)

全息纵向翻转剪切干涉技术和全息非线性位相放大技术在流场显示中的应用

李华煜 狄建华 徐朝仪

(中国科学院力学研究所)

一、前 言

在风洞的光学测量技术中,提出了提高灵敏度的迫切要求,同时,为克服风洞运转时振动的影响,促进了脉冲激光技术的发展。但脉冲激光技术仍然解决不了两次曝光全息干涉技术中的问题,即两次曝光间的振动引入的误差。在某些风洞中,被照模型位移很大,使全息两次曝光技术完全失效。本文就是企图解决这两个技术难题的一个尝试。

二、纵向翻转剪切干涉技术在流场显示中的应用

1969 年 Bryngdahl 提出^[1],利用单曝光全

息图,在再现时可以实现纵向翻转剪切干涉,其原理简述如下:图 1 是位相物体的记录光路,设物光波为 O ,参考光波为 R 。记录好的全息图的振幅透射率 T 为

$$T = |O|^2 + |R|^2 + OR^* + O^*R \quad (1)$$

式中略去一些无关重要的常数。如果我们用 R 和 R^* (参考光 R 的共轭光)同时照明全息图(见图 2),即实现剪切干涉的再现光路,就会同时得到再现的物光 O 和物光的共轭光 O^* 。如果 O 和 O^* 能在空间上重合,就能得到干涉图。由于 O 和 O^* 在空间上对称于干板,因此这种干涉图被称为纵向翻转剪切干涉图。

要使 O 和 O^* 能在空间上重合,并且产生不太密的可以看到的背景条纹,就要求光路有

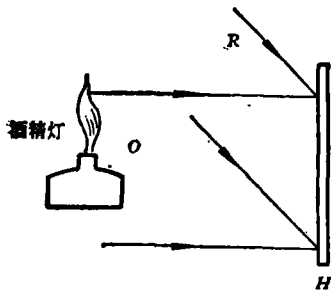


图1 记录光路原理图

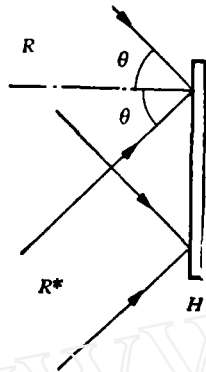


图2 再现光路原理图

一定的布置。图1, 图2的布置可以实现这一要求。设物光 $O = e^{i\phi(x,y)}$, 垂直入射干板(平面波照射位相物体——酒精灯火焰), 参考光 $R = e^{i\beta x}$ 是倾斜入射的平面波。在此设二者的模皆为1。如果用 $R = e^{i\beta x}$ 和 $R^* = e^{-i\beta x}$ 同时照射录制好的全息图, 得到的 O 和 O^* 就可以构成干涉图, 其光强分布为

$$|O + O^*|^2 = |e^{i\phi} + e^{-i\phi}|^2 = |1 + e^{i2\phi}|^2 \quad (2)$$

从(2)式可以看出, 这个干涉图对位相测量的灵敏度已经加倍。如果 R^* 不能完全对称于 R , 即 $R^* = e^{-i(\beta-\Delta)x}$, 其中 $\Delta \ll \beta$, 则得到的干涉图存在着平行的背景条纹, 条纹间距和 Δ 成反比。从这个讨论可以看出, 这种干涉图可以在记录全息图以后获得。在进行再现的过程中, 可以任意调节背景条纹的方向和间距。

我们还证明了物光垂直入射这一条件并非必要。设物光为 $O = e^{i(\alpha x + \phi)}$, $R = e^{i\beta x}$, 再现时用 R 和 $R^* = e^{-i(\beta-2\alpha)x}$ 同时照明全息图, 就可以得到光强分布如下式的干涉图

$$|e^{i(\alpha x + \phi)} + e^{i(\alpha x - \phi)}|^2 = |1 + e^{i2\phi}|^2 \quad (3)$$

由(3)式可见, 我们得到光强分布和以前一致的干涉图。取消这一条件意味着实验的难度小得多。实验证明了这一推论。用图1和图2的光路, 对酒精灯火焰和玻璃板等位相物体做实验, 拍得了相当满意的照片, 限于篇幅本文不再附上。实践表明, 这个方法调节并不困难, 用普通的二维调节机构很快就能调出干涉条纹, 再细调就可以得到所要的间距和方向的背景条纹。

三、利用全息图非线性特性实现位相放大技术在流场显示中的应用

全息图的非线性特性^[2]和纵向翻转剪切干涉相结合, 就构成了较高灵敏度的位相放大干涉。

1970年 K. Sayanayi 等提出了这个方法^[3]。其记录光路的主要部分如图3所示, 再现光路如图4。它的原理是, 设物光 $O = e^{i[\phi(x,y) + \alpha x]}$,

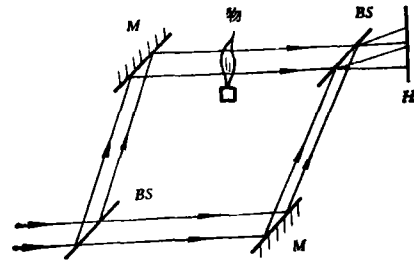


图3 实际的记录光路

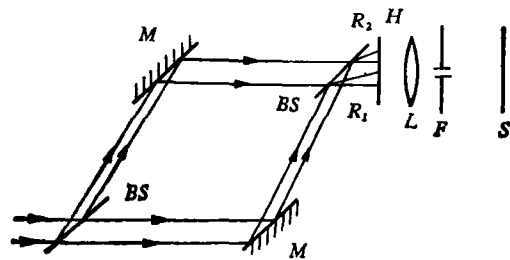


图4 实际的再现光路

参考光 $R = e^{-i\beta x}$, α, β 都很小, 两束光的夹角一般小于 1° , 干板上的光强分布为

$$\begin{aligned} |e^{i(\phi + \alpha x)} + e^{-i\beta x}|^2 &= |1 + e^{i(\phi + \alpha x + \beta x)}|^2 \\ &= 2 + e^{i(\phi + \alpha x + \beta x)} + e^{-i(\phi + \alpha x + \beta x)} \quad (4) \end{aligned}$$

当全息图线性处理时,干板的振幅透射率与光强成正比

$$T = \sum_{m=-1}^{m=1} b_m e^{im(\phi+ax+\beta x)} \quad (5)$$

当全息图作非线性处理时,干板上形成的复杂微小光栅从正弦型过渡到近于方波型(这可由过渡曝光和过渡显影得到)。从傅氏级数的观点来看,它等价于无数个正弦光栅之和,这些正弦光栅的基频等于全息图线性时的正弦光栅的空间频率。于是,此时干板的振幅透射率就可以写成

$$T = \sum_{m=-N}^{m=N} b_m e^{im(\phi+ax+\beta x)} \quad (6)$$

式中 m 表示光线照射全息图时衍射光线的极次。 m 越大,衍射角也越大,但光强就越弱, m 大到一定值时,该衍射级的光强就可以忽略不计,所以尽管理论上 N 应为 ∞ ,但实际上取 $N = 7$,精度就足够了。

若用平面波 $e^{i\gamma x}$ 照射此全息图,就会得到 $(2N + 1)$ 个方向不同的平面衍射光波,在全息图后面的透镜的焦平面上就出现 $(2N + 1)$ 个聚焦点。在这平面上用一个空间滤波孔就能选取其中任意级的衍射波。

构成位相放大干涉图的方法是,在再现光路中,先用平面参考光 R_1 照射全息图,使第 p 阶衍射光通过滤波孔 F ,再调第二个参考光

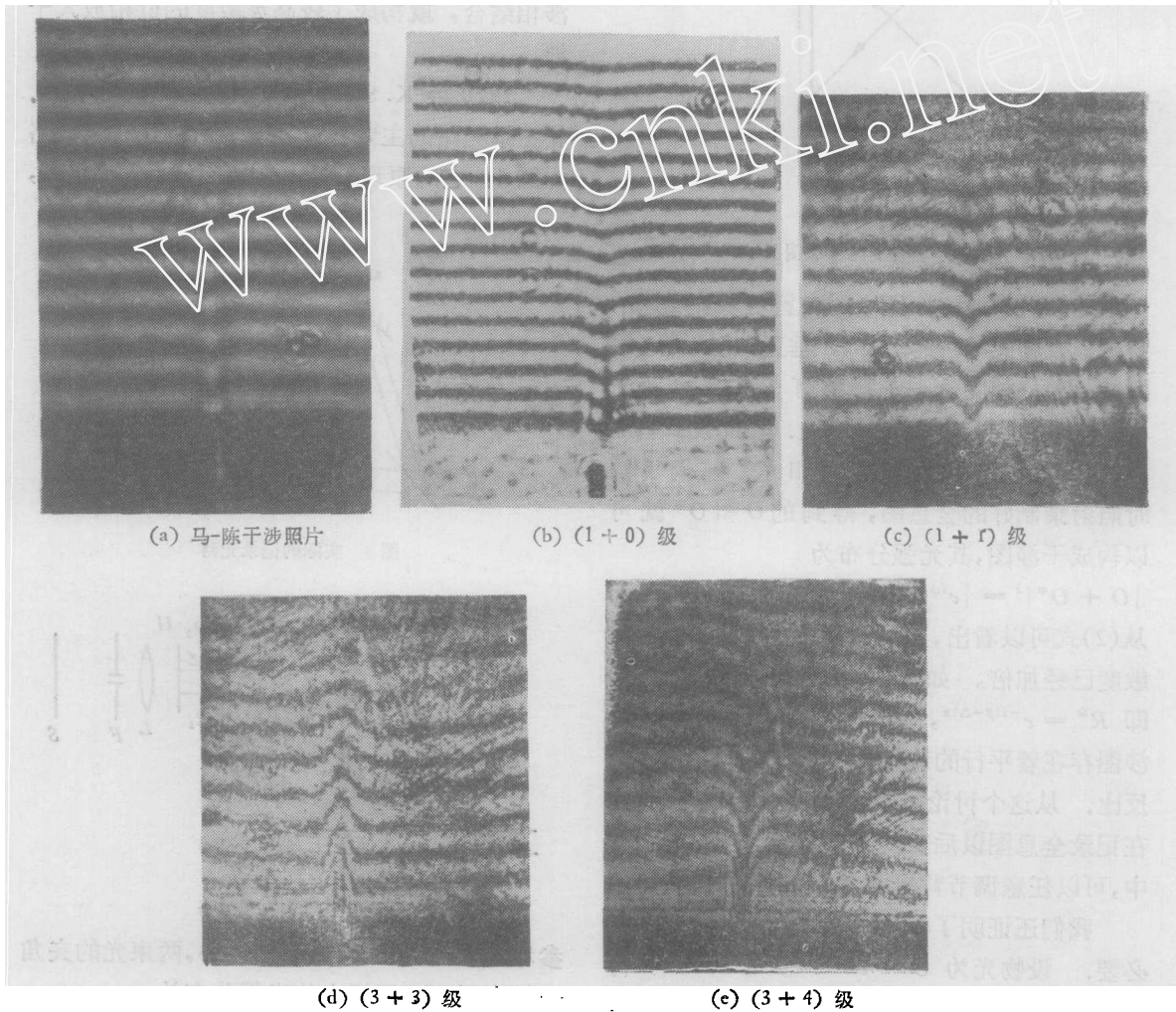


图5 自由射流出口流场
(b)~(e) 为用纵向翻转剪切干涉获得的不同衍射级干涉的照片

R_2 , 使其第 $(-q)$ 阶衍射光也通过滤波孔 F , 此时这两个衍射光由于方向接近相同, 就会在观察屏 S 上发生干涉, 这就是位相放大的干涉图。

例如, 滤波孔 F 正好放在光轴上时, $R_1 = e^{-iP(\alpha+\beta)x}$ 照射全息图, 其中第 p 级衍射 $b_p e^{ip\phi}$ 不带倾斜因子正好通过滤波孔 F ; 再用 $R_2 = e^{iq(\alpha+\beta)x}$ 照射全息图, 也只有其中第 $(-q)$ 级衍射 $b_{-q} e^{-iq\phi}$ 能通过滤波孔 F . 最后此二衍射光波在观察屏上干涉的光强分布为

$$I = |b_p e^{ip\phi} + b_{-q} e^{-iq\phi}|^2 = b_{-q}^2 \cdot \left| \frac{b_p}{b_{-q}} e^{i(p+q)\phi} + 1 \right|^2 \quad (7)$$

由(7)可见干涉灵敏度增至 $(p+q)$ 倍, 如

$p = q$, 则 $\frac{b_p}{b_{-q}} \approx 1$, 干涉图的对比度好, 若

$p \neq q$, $\frac{b_p}{b_{-q}} \neq 1$, 干涉图的对比度降低。

$|p-q|$ 值越大, 对比度就越差。

我们用图 3 和图 4 的光路, 对空气自由射流做了试验, 其结果见图 5(b)—图 5(e)。自由

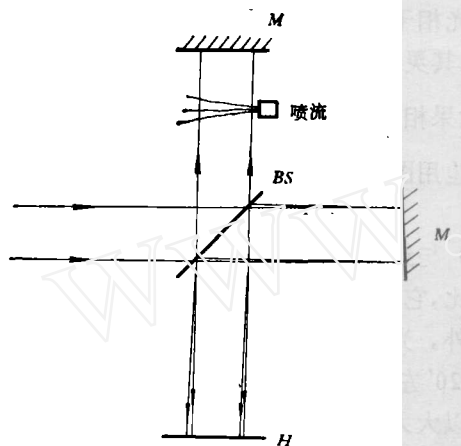


图 6 泰曼干涉记录光路

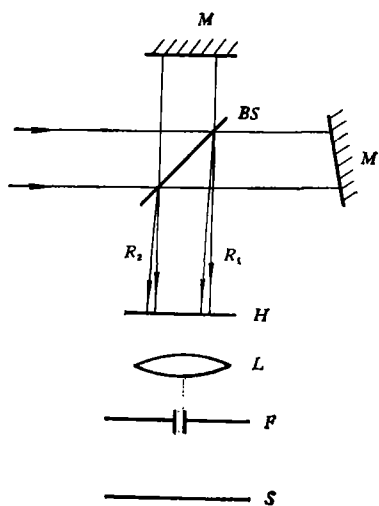


图 7 再现光路

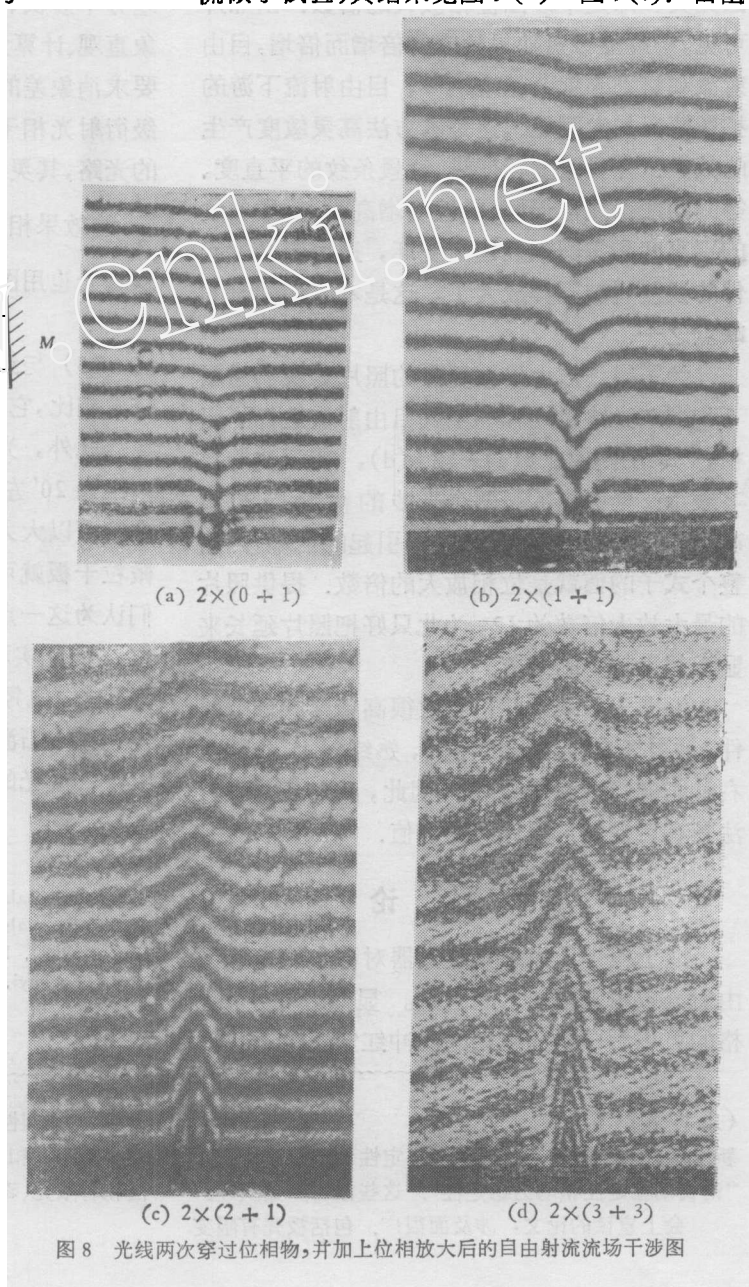


图 8 光线两次穿过位相物，并加上位相放大后的自由射流场干涉图

射流总压约为 1100 毫米汞柱,喷嘴出口为矩形断面 3×1 平方毫米. 由于光学元件不匹配、激光功率不高,没有采用文献 [3] 中防止光学噪声的措施等原因,本文只能提供灵敏度增高至 7 倍的干涉图,它是再现物光(+3)和(-4)级衍射相干的结果. 应该指出,照相参数仔细选择和选用较好的光学元件, ± 7 级衍射相干形成干涉图是有可能的. 图 5(b)—图 5(c)标出的数字是构成干涉图的两个衍射光的级次,因此其和即是干涉图位相放大的倍数. 由照片可见,条纹位移量随灵敏度的倍增而倍增,自由射流观察到的细节越来越多,自由射流下游的扩散情况越发明显. 这是本方法高灵敏度产生的效果. 在灵敏度较低时,背景条纹的平直度、等间距性都显得很好;灵敏度增高时,背景条纹的平直度和等间距性逐渐变坏,这说明光学元件的误差也被同样放大了,这是本方法固有的缺点之一.

为了得到放大倍数更大的照片,我们用图 6 和图 7 光路对同样的空气自由射流进行了照相,其结果见图 8(a)—图 8(d),图下注的数字表示:括弧内的是两个干涉的衍射光的级次;2 表示光线两次穿行流场引起的倍增,因而整个式子的值就是位相放大的倍数. 提供照片的最大放大倍数为 12,为此只好把照片延长来显示越来越多的细节.

调出干涉条纹并不要求很高精度的调节器件,也并不需要很长的时间,熟练后 15 分钟左右就能调好一张干涉图. 因此,我们认为本方法具有可提供工程应用的价值.

四、讨 论

以上报告了用氦氖激光器对稳态的空气自由射流应用上述技术的结果. 显然,只要有合格的可用于作全息照相的脉冲红宝石激光器,

就能在激波风洞中应用这些技术.

本文介绍的两项技术和其他风洞光学测量技术比较如下:

(1) 与双曝光全息干涉技术相比,克服了两次曝光之间振动、位移引入的误差,但不能消除光路系统中的固有缺陷引入的误差,而且此误差随位相的放大而放大,并且放大倍数相同.

(2) 与横向剪切干涉技术(例如渥拉斯顿差分干涉仪、平晶差分干涉仪等)相比,它的图象直观、计算大为简单,而且不需要较大尺寸的、要求消象差的场透镜. 如像文献 [3] 能使 ± 7 级衍射光相干构成干涉图,再用图 6 和图 7 的光路,其灵敏度就相当于 $1/560$ 波长;与移相 $\frac{\pi}{2}$ 的效果相当. 与一般双曝光技术相比(如果双曝光也用图 6 的记录光路),灵敏度提高了 14 倍.

(3) 与纹影仪、阴影仪等常规单曝光记录技术相比,它能得到定量的结果.

此外,光路图 3 和图 6 中参考光和物光夹角常为 $20'$ 左右,因而对全息干板的分辨率要求就可以大大降低,以致用感光度大得多的超微粒干板就可以进行以上的全息干涉测量. 我们认为这一点有很大意义,值得做进一步的工作. 如能实现,就可以大大降低对激光器功率的要求,氦氖激光器就可用于下吹式风洞. 如使用红宝石激光器就可选用更小的滤波选模孔以改善激光的空间相干性.

参 考 文 献

- [1] Bryngdahl, O., J. O. S. A., 59 (1969), 142.
- [2] Bryngdahl, O., Lohmann, W., J. O. S. A., 58 (1968), 141.
- [3] Sayanayi, K., Matsumoto, K., J. O. S. A., 60 (1970), 30.

(本文于 1981 年 9 月 16 日收到)

(上接第 14 页)

新发展;李家春的“非线性流动稳定性理论”;徐硕昌的“论长期稳定性和动力稳定性”. 这些报告深受欢迎.

会上宣读的论文,涉及面很广. 包括板壳有限变

形理论、弹塑性动力学、非线性连续统力学、流体中的非线性波动和稳定性、大气动力学、天体演化学、变分法和有限元、奇异摄动理论、非线性振动等方面.

(金 和 戴世强)